

## О ЛИНИЯХ ГЕЛИЯ В СПЕКТРЕ ЗВЕЗДЫ $\beta$ Ori

Л. И. Снежко, Е. Л. Ченцов

Систематические смещения линий гелия относительно линий ионов в спектре сверхгиганта  $\beta$  Ori, измеренные по спектрограммам с дисперсией около 1.3 Å/мм, составляют  $+3 \div +7$  км/сек. Штарковские сдвиги пяти линий гелия, вычисленные с помощью модели атмосферы, не превышают  $\pm 0.3$  км/сек. Таким образом, наблюдаемый эффект нельзя объяснить влиянием межатомных электрических полей, он вызван, по-видимому, систематическими движениями вещества в атмосфере звезды.

Systematic shifts of helium lines with respect to ion lines in the spectrum of the supergiant star  $\beta$  Ori, as measured from spectrograms obtained with the dispersion of about 1.3 Å/mm, are equal to  $+3 \div +7$  km/s. The Stark shifts of five helium lines calculated by means of a model atmosphere are not more than  $\pm 0.3$  km/s. Thus the effect observed cannot be explained by the influence of interatomic electric fields, it seems to be due to systematic motions of matter in the atmosphere of the star.

Явление дифференциальных сдвигов линий, т. е. несовпадение лучевых скоростей, определенных по разным линиям одного и того же спектра, для звезды  $\beta$  Ori было подробно изучено около 20 лет назад Р. Сенфордом [1], П. Мерриллом [2], Г. А. Шайном и П. Ф. Шайн [3]. Линии HeI оказались сдвинутыми к красному концу спектра относительно линий группы ионов на величину, в среднем на порядок превышающую ошибку измерений. В работах [1—3] было высказано предположение, что это смещение, по крайней мере отчасти, вызвано эффектом Штарка. Количественных оценок величины штарковского сдвига для условий атмосферы сверхгиганта не делалось, и предположение это выражает лишь принципиальную возможность изменения длины волны линии под действием межатомного электрического поля.

Недавно одним из авторов настоящей статьи по спектрограммам, снятым на эшелловом спектрографе телескопа ЗТШ Крымской астрофизической обсерватории, вновь были измерены положения линий в спектре  $\beta$  Ori [4]. Для определения лучевых скоростей и соответственно дифференциальных сдвигов были использованы новые значения лабораторных длин волн, более надежные по сравнению со значениями, приведенными в таблицах Ш. Мур [5], которыми пользовались авторы работ [1—3]. В особенности это относится к длинам волн линий ионов, которые в последние 10—15 лет были переопределены с помощью источников низкого давления [6—10], лучше воспроизводящих условия в звездных атмосферах. Для HeI была взята система длин волн В. Мартина [11], причем для триплетов бралась длина волны более сильной составляющей, увеличенная на 0.002—0.003 Å.

Поскольку внутри широкой группы ионов также имеются различия в лучевых скоростях, нами были использованы для определения дифференциальных сдвигов линий HeI в синей части спектра лишь пять наиболее

сильных линий ионов SiII, пять линий FeII, одна линия MgII и одна линия CaII, для которых эти различия незначительны. В таблице в первой строке представлена величина среднего для 12 линий гелия сдвига в сравнении с результатами измерений других авторов. В последующих строках таблицы приведены величины измеренных сдвигов для пяти избранных линий HeI.

В связи с весьма вероятной переменностью сдвига во времени важно отметить, что во втором столбце таблицы приведены данные, полученные по наблюдениям в течение лишь одной ночи, а в третьем — данные, средние по многим ночам.

Линия HeI	Сдвиги (км/сек.)		
	по нашим измерениям	по работам [1-3]	вычисленные штарковские
Среднее значение для HeI	+5.1±0.6	+3.8±0.2 [1] +2.2±0.5 [2]	— —
3965 Å 2 <sup>1</sup> S—4 <sup>1</sup> P, 0.051	+4.2±1.0	—	— (0.08 — 0.15)
4121 Å 2 <sup>3</sup> P—5 <sup>3</sup> S, 0.0028	+5.3±1.1	—	+ (0.18 — 0.30)
4713 Å 2 <sup>3</sup> P—4 <sup>3</sup> S, 0.011	+4.7±1.2	—	+ (0.07 — 0.10)
5016 Å 2 <sup>1</sup> S—3 <sup>1</sup> P, 0.15	+3.4±1.5	—	—0.03
5876 Å 2 <sup>3</sup> P—3 <sup>3</sup> D, 0.61	+7.0±1.0	+9.0 [1] +11.3 [3]	—0.005

Имея в виду все вышесказанное, можно заключить, что наши измерения подтверждают наличие положительного сдвига (на 3—5 км/сек.) линий гелия относительно линий ионов в спектре  $\beta$  Ori. Что касается гипотезы о штарковской природе этого сдвига, то в настоящее время ее можно проверить количественно, однако прежде приведем несколько качественных соображений, показывающих ее несостоятельность.

1. В спектрах карликов класса В наблюдаются смещения линий гелия примерно той же величины, что и у сверхгиганта  $\beta$  Ori, в то время как электронные плотности в их атмосферах (а, следовательно, и штарковские сдвиги) на порядок больше.

2. Величина и даже знак смещения той или иной линии зависят не только от напряженности электрического поля, но и от расположения возмущающих уровней. Так, линии HeI 3965 и 5016 Å должны смещаться к синему концу спектра; в действительности, как показывают данные второго столбца таблицы, они смещены в обратную сторону.

3. При росте напряженности электрического поля, наряду с увеличением сдвига линии и ее ширины, должна возрастать и интенсивность соседних запрещенных линий. На рис. 1 показана такая запрещенная линия — 4469.9 Å, наблюдающаяся на «синем» крыле линии HeI 4471 Å в спектре звезды-карлика  $\gamma$  Peg (спектральный класс B2 IV). Из того же рисунка видно, что эта линия чрезвычайно слаба в спектре лабораторной плазмы с электронным давлением около  $2 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup> и в пределах ошибок отсутствует в спектре  $\beta$  Ori. Важно еще и то, что излучение в крыле линии приходит из более глубоких и более плотных слоев атмосферы звезды, чем те, которые формируют ядро линии, используемое для измерения сдвигов.

Учесть количественно влияние Штарк-эффекта на линию поглощения в спектре звезды можно, рассчитав контур этой линии с помощью подходящей модели атмосферы, включающей параметры штарковского сдвига и уширения как функции оптической глубины. Нами была использована одна из моделей, рассчитанных Д. Михаласом с учетом покровного эффекта от водородных линий [14], наиболее близкая к  $\beta$  Ori по эффективной температуре и ускорению силы тяжести ( $\theta_e = 0.45$ ,  $\lg g = 2.0$ ). Для  $\beta$  Ori значение  $\theta_e$ , найденное по ее спектральному классу и шкалам эффективных температур из [14] и [15], составляет  $0.43 \pm 0.01$ , а  $\lg g < 2.0$ , как показывает сравнение наблюдаемых и вычисленных по моделям контуров

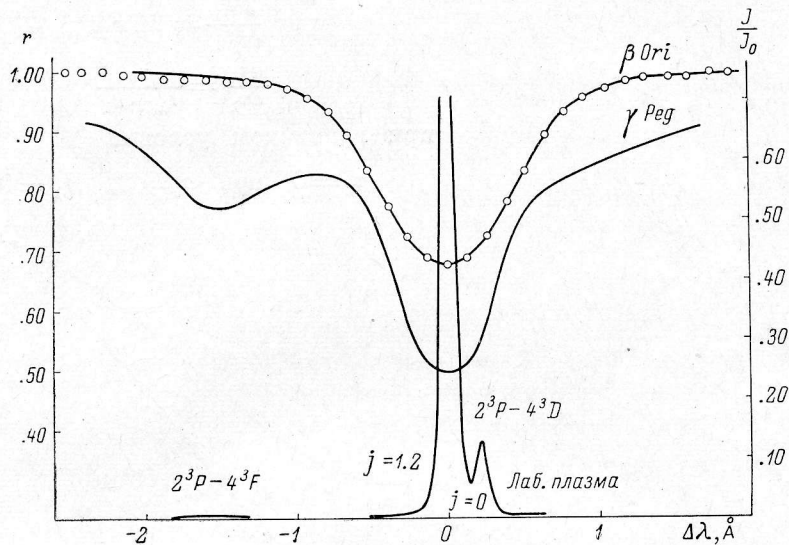


Рис. 1. Линия He I 4471 Å в спектрах звезды  $\beta$  Ori B8 Ia («синее» крыло проведено симметрично «красному»), звезды  $\gamma$  Peg B2 IV (из работы [12]) и лабораторной плазмы ( $n_e \sim 10^{13}$ ,  $T_e \sim 2000^\circ$ , из работы [13]).

линий  $H_\gamma$  и  $H_\beta$  (рис. 2). Следовательно, вычисленные по выбранной модели штарковские сдвиги, обусловленные в основном электронным давлением, должны оказаться несколько больше имеющих место в атмосфере звезды  $\beta$  Ori. Вычисление контуров линий велось при следующих допущениях.

1. В качестве функции источника использована функция Планка ( $S_\lambda = B_\lambda$ ).

2. Зависимость коэффициента селективного поглощения от длины волны аппроксимирована функцией Фойгта ( $k(\Delta\lambda) \sim H(a, v)$ ). Для слабых линий гелия (т. е. для всех рассматриваемых нами, кроме 5876 Å) такая аппроксимация вполне приемлема, что следует, например, из работы [16].

3. Параметры фойгтовского контура таковы:

$$a = \frac{\delta\lambda_{St}}{\Delta\lambda_D}; \quad v = \frac{\lambda - \lambda_0 - \Delta\lambda_{St}}{\Delta\lambda_D}.$$

$\delta\lambda_{St}$  — половина полуширины и  $\Delta\lambda_{St}$  — сдвиг взяты для случая электронного уширения из таблиц, вычисленных Гримом с сотрудниками [17].

Доплеровский параметр  $\Delta\lambda_D = \frac{\lambda_0}{c} \sqrt{\frac{2RT}{\mu} + v_{mt}^2}$  включает наряду с тепловой скоростью микротурбулентную  $v_{mt}$ , постоянную по глубине и равную 5 км/сек. (величина, находящаяся для  $\beta$  Ori по кривой роста [18]).

Радиационное и ван-дер-ваальсовское уширения не учтены, поскольку они, в особенности второе, значительно меньше штарковского. Кроме того, форма центральной части линии, особенно интересной для нас, определяется по существу доплеровским уширением.

4. Отношение чисел атомов гелия и водорода принято равным 0.15. Используются силы осцилляторов, указанные в первом столбце таблицы (вместе с длиной волны и переходом).

Поток ( $H_\lambda$ ) в некоторой точке контура определялся интегрированием методом Рунге—Кутты системы двух дифференциальных уравнений:

$$\frac{dH_\lambda}{d\tau_\lambda} = 2BE_2,$$

$$\frac{d\tau_0}{d\tau_\lambda} = \frac{z_0}{z_\lambda + k_\lambda}$$

при граничном условии

$$\tau_\lambda = 0 \text{ при } \tau_0 = 0, H_\lambda = 0.$$

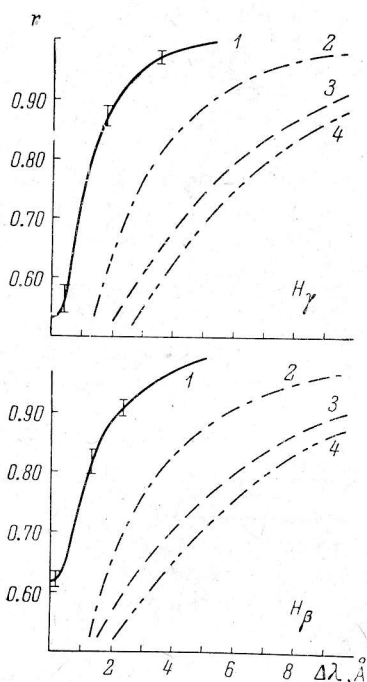


Рис. 2. Наблюдаемые и вычисленные по моделям [14] контуры линий  $H_\gamma$  и  $H_\beta$ .  
1 —  $\beta$  Ori; 2 —  $\theta_e=45$ ,  $\lg g=2.0$ ;  
3 —  $\theta_e=45$ ,  $\lg g=3.0$ ; 4 —  $\theta_e=45$ ,  
 $\lg g=4.0$  (вертикальные штрихи показывают ошибки наблюдений).

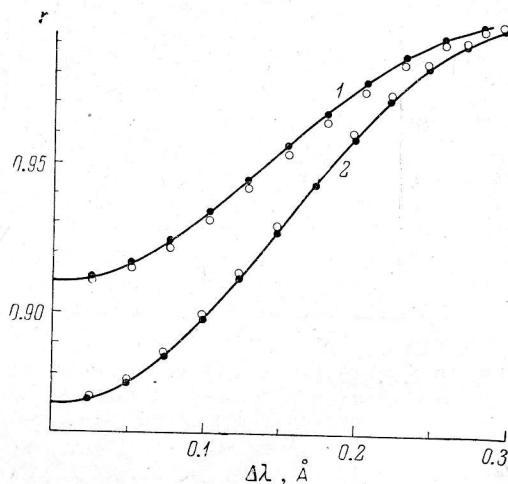


Рис. 3. Вычисленные контуры линий HeI 3965 Å (1) и 4121 Å (2).

Точки — «синее» крыло; кружки — «красное».

Здесь  $\kappa_\lambda$ ,  $\tau_\lambda$  — коэффициент поглощения и оптическая толщина в длине волны линии, а  $\kappa_0$ ,  $\tau_0$  — то же в стандартной для модели длине волны (5050 Å). Значения  $\kappa_0$  находились интерполированием из таблиц Г. Боде [19]. Все вычисления проведены с помощью ЭЦВМ М-20 Уральского государственного университета им. А. М. Горького.

На рис. 3 показаны вычисленные остаточные интенсивности в нескольких точках контура линии 3965 Å, обнаруживающей «синий» сдвиг, и линии 4121 Å, обнаруживающей «красный» сдвиг. Сдвиг возрастает от ядра к крыльям, что соответствует переходу от поверхностных к более глубоким и более плотным слоям атмосферы. Для всех пяти рассмотренных линий HeI сдвиги, выраженные в км/сек., даны в четвертом столбце таблицы. Во всех случаях наблюдаемые сдвиги более чем на порядок превосходят штарковские. По-видимому, они отражают действительные различия лучевых скоростей в разных слоях атмосферы  $\beta$  Ori.

В дальнейшем необходимо рассчитать средние глубины, с которых приходит излучение в линиях гелия и ионов, и, сопоставляя их со сдвигами, проследить изменение скорости движения слоев с глубиной. Интересное само по себе, это изменение может также вызывать некоторую часть того эффекта усиления линий, который приписывается действию микротурбулентности.

#### Литература

1. R. F. Sanford, *Astrophys. J.*, **105**, 222, 1947.
2. P. W. Merrill, *Publ. Astron. Soc. Pacific*, **60**, 326, 1948.
3. Г. А. Шайн, П. Ф. Шайн, *Изв. Крымск. астрофиз. обс.*, **4**, 49, 1949.
4. Е. Л. Ченцов, *Сборник работ по астрономии Уральского гос. ун-та*, вып. 4, 177, 1969.
5. Ch. E. Moore, *A Multiplet Tables of Astrophysical Interest*, *Nat. Bur. Std.*, 1945.
6. S. Glad, *Ark. fys.*, **7**, 7, 1954.
7. P. Risberg, *Ark. fys.*, **9**, 483, 1955.
8. B. Edlen, P. Risberg, *Ark. fys.*, **10**, 553, 1956.
9. K. B. Eriksson, *Ark. fys.*, **13**, 303, 1958.
10. A. G. Shenstone, *Proc. Roy. Soc., A* **261**, No. 1305, 153, 1961.
11. W. C. Martin, *J. Res. Nat. Bur. Std.*, **64A**, No. 1, 19, 1960.
12. A. B. Underhill, *Astrophys. J.*, **107**, 337, 1948.
13. C. R. Vidal, *Z. f. Naturforschung*, **19a**, 947, 1964.
14. D. Mihalas, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **13**, No. 114, 1966.
15. И. М. Копылов, *Изв. Крымск. астрофиз. обс.*, **30**, 69, 1963.
16. M. Scholz, *Z. Astrophys.*, **65**, 1, 1967.
17. H. R. Griem, M. Baranger, A. C. Kolb, G. Oertel, *Phys. Rev.*, **125**, 177, 1962.
18. L. Goldberg, *Astrophys. J.*, **89**, 623, 1939.
19. G. Bode. *Die kontinuierliche Absorption von Sternatmosphären*. Kiel, 1966.

Декабрь 1968 г.